Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille

D.E.A. de Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation
commun aux Universités d'Aix-Marseille I et II, Nice-Sophia-Antipolis, de Toulon et du Var

Calibration du spectromètre avant à proton de l'expérience H1 à HERA

Eric CHABERT

Stage effectué au Centre de Physique des Particules de Marseille

Responsable : M. Claude VALLEE

Mars-Juin 1996

"L'homme est absurde par ce qu'il cherche, mais il est admirable par ce qu'il trouve."

P. VALERY

Introduction

En 1911, E. Rutherford entreprend de bombarder une feuille d'or avec des particules α. Cette expérience révèle la présence d'un noyau central massif et minuscule dans les atomes. Suivant l'exemple de Rutherford, les physiciens découvrent que les noyaux sont constitués de protons et de neutrons, mais l'investigation ne s'arrête pas là : en 1968 l'expérience de SLAC (Stanford) met en évidence la sous-structure en quarks des nucléons !

Dans la lignée de ces expériences de diffusion, le collisionneur électron-proton HERA à Hambourg permet de sonder la structure du proton à très petite échelle, avec une résolution spatiale très supérieure à celle des expériences antérieures réalisées sur cible fixe. A HERA, il devient également possible de tester les théories de l'interaction forte dans des domaines jusque là inexplorés, grâce à des phénomènes originaux comme les interactions "diffractives". La particularité de ce type d'interaction est que l'électron n'interagit pas directement avec le proton, mais avec un état neutre de couleur, émis par celui-ci, dont on peut pour la première fois sonder la structure en quarks et gluons. Afin de mesurer les caractéristiques du proton faiblement dévié dans ce type de collisions, l'expérience H1 à HERA a été dotée en 1995 d'un spectromètre avant à proton.

L'objet du stage est d'analyser les données prises en 1995 afin de comprendre le comportement du spectromètre en vue de sa calibration. L'analyse des interactions diffractives s'avère particulièrement intéressante pour cette étude. Le premier chapitre est une introduction théorique aux phénomènes diffractifs, tandis que le deuxième est consacré à la description de l'expérience H1. Le troisième chapitre regroupe nos résultats préliminaires de calibration du spectromètre.

Table des matières

Chapitre 1

Les processus diffractifs à HERA

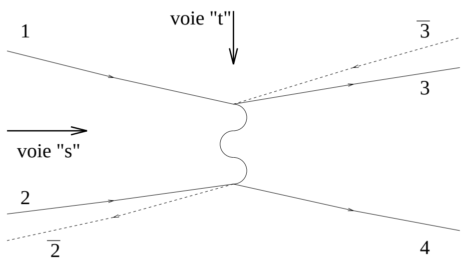
1.1 Les interactions fortes entre hadrons

La théorie présumée de l'interaction forte est la chromodynamique quantique (QCD) , qui décrit les interactions entre les quarks et les gluons. L'interaction forte, infinie à longue portée, confine les quarks et les gluons à l'intérieur des hadrons. C'est la raison pour laquelle la QCD ne peut être testée quantitativement avec précision que lorsque les moments transférés sont grands (c'est-à-dire à courte distance) , auquel cas il est possible d'effectuer des calculs *perturbatifs*. A basse énergie en revanche, dans le domaine *non perturbatif* de la chromodynamique, il faut recourir à des théories plus générales : c'est le cas si on veut décrire l'interaction forte à l'échelle des hadrons.

La théorie phénoménologique de Regge

Devant l'échec des théories des interactions fortes entre hadrons construites sur le modèle de l'électrodynamique quantique, les théoriciens se sont repliés sur les principes généraux d'*analyticité* et d'*unitarité* de la matrice S de diffusion. C'est en se basant sur ces principes qu'en 1959 Regge a élaboré sa théorie des interactions fortes à l'échelle hadronique; elle permet en particulier d'obtenir le comportement asymptotique (à haute énergie) de la section efficace de diffusion entre deux hadrons.

Considérons la réaction $1 + 2 \to 3 + 4$, avec échange d'une particule virtuelle dans la voie "s" :



Un tel processus peut être défini par deux variables cinématiques seulement :

$$s = (p_1 + p_2)^2 \qquad \text{et} \qquad t = (p_1 - p_3)^2 ,$$

p_1, p_2, p_3, p_4 étant les quadrimoments des hadrons 1, 2, 3 et 4 respectivement. La variable s représente dans ce cas le carré de l'énergie totale du processus tandis que la variable t est directement reliée à l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. Les variables correspondantes dans la voie "t" du processus $(1+\overline{3} \to \overline{2}+4)$ avec échange d'une résonance réelle s'obtiennent par "croisement":

$$\tilde{s} \;=\; (p_1 - p_{\overline{2}})^2 \qquad \text{et} \qquad \tilde{t} \;=\; (p_1 + p_{\overline{3}})^2 \;.$$

Les variables (s,t) et $(\tilde{s},\tilde{t})$ sont définies sur des domaines physiques différents et Regge a eu l'idée de déduire le comportement du processus dans la voie "s" à partir de son comportement dans la voie "t", par prolongement analytique de l'amplitude de diffusion $A(s,t)$ d'un domaine à l'autre (voir par exemple [1] et [2]).

Les interactions du type $1+2 \to 3+4$ dans la voie "s" sont décrites dans le modèle de Regge par l'échange de "trajectoires" $\alpha(t)$, c'est-à-dire de résonances de spins entiers J et de masses M_J tels que $\alpha(t = M_J^2) = J$. L'intérêt de cette approche est qu'elle donne le comportement asymptotique de l'amplitude de diffusion :

$$A(s,t) \;\sim_{s\to\infty}\; s^{\alpha(t)} \;.$$

Par ailleurs, le *théorème optique* montre que le comportement de la section efficace totale est "gouverné" par la section efficace "à l'avant" (pour $t = 0$) :

$$\sigma^{tot} \;\propto\; \frac{\Im m\,[A(s,t=0)]}{s} \;,$$

ce qui conduit à l'expression asymptotique de σ^{tot}:

$$\sigma^{tot} \;\sim_{s\to\infty}\; \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \tag{1.1}$$

où s_0 est de l'ordre de $1\,GeV^2$.

Le poméron

Toutes les résonances connues (mésons) se trouvent sur des trajectoires de Regge telles que $\alpha(0) \;\leq\; 0,6$, ce qui conduit d'après la relation (1.1) à une décroissance de la section efficace σ^{tot} lorsque s (c'est-à-dire l'énergie) augmente. Cette décroissance à haute énergie est en désaccord avec l'expérience comme le montre la figure 1.1 .

Pour interpréter la très légère croissance observée à haute énergie (au-dessus de $s \simeq 100\,GeV^2$) , une nouvelle trajectoire a été introduite, appelée trajectoire de Pomerančuk ou trajectoire du "poméron", telle que $\alpha(0) \simeq 1+\epsilon$, où $\epsilon \simeq 0.08$ est la valeur ajustée sur le comportement expérimental de σ^{tot} . Les résonances échangées ont les nombres quantiques du vide et un spin pair, et la moins massive de ces "particules" est appelée "poméron". Les interactions faisant intervenir l'échange d'un poméron sont appelées *processus diffractifs.*

1.2 La physique de base et les phénomènes diffractifs à HERA

1.2.1 Le collisionneur électron-proton HERA

Le collisionneur électron-proton HERA (Hadron-Elektron Ring Anlage), construit par l'Allemagne sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg et mis en service en

Figure 1.1: section efficace totale σ^{tot} pour différents processus en fonction de s (Barger, 1974) .

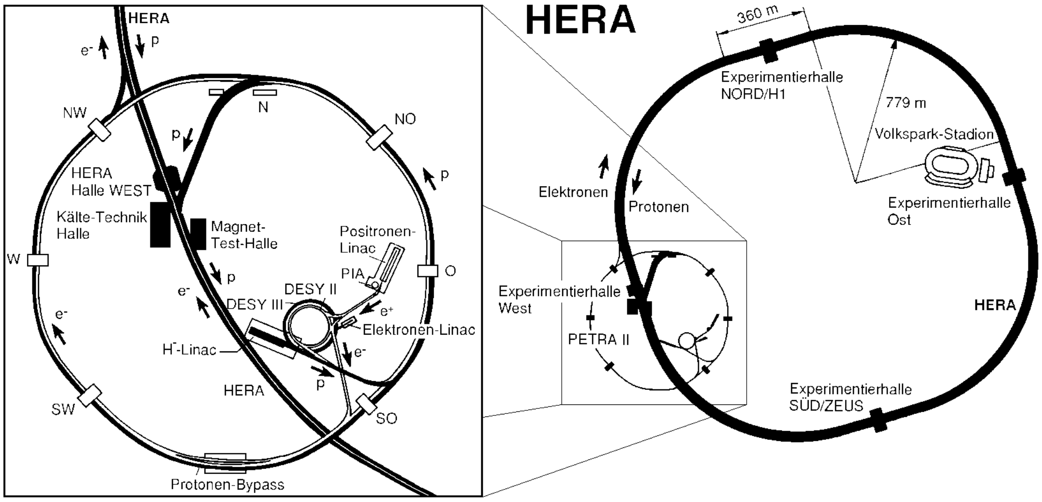


Figure 1.2: le collisionneur HERA.

1992, est le premier de ce type jamais réalisé. Il est constitué (voir figure 1.2) de deux anneaux superposés de $6,3\,km$ de circonférence, l'un pour les électrons, l'autre pour les protons. Ces deux anneaux se croisent en quatre points dont trois sont actuellement équipés de détecteurs : ZEUS dans le hall sud, H1 au nord et HERMES à l'est; le détecteur HERA-B actuellement en construction équipera le quatrième point de croisement.

A HERA, les électrons accélérés à $27\,GeV$ permettent de sonder les protons de $820\,GeV$ avec une résolution spatiale de $10^{-18}\,m$, dix fois supérieure à celle des expériences antérieures, réalisées sur cible fixe. La dynamique des quarks, régie par l'interaction forte, peut être étudiée dans de nouvelles régions cinématiques situées à la limite des domaines perturbatif et non perturbatif (voir [3]).

1.2.2 La physique à HERA

Physique de base

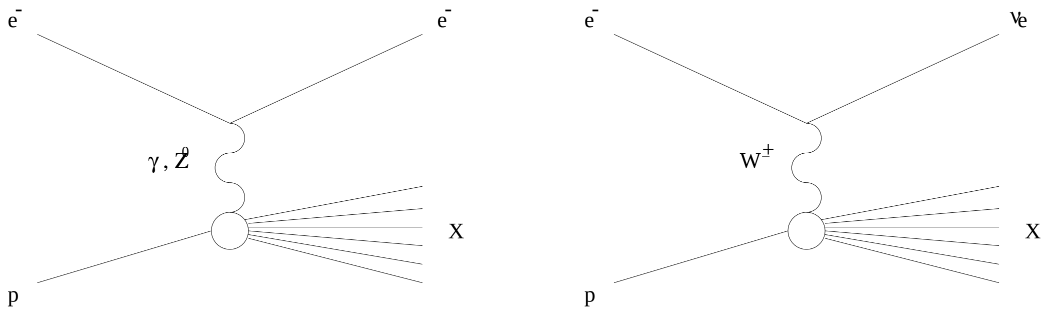
A HERA on étudie les diffusions du type :

$$e^- + p \rightarrow l + X \tag{1.2}$$

où l désigne un lepton et X un état hadronique arbitraires.

Les électrons et les protons interagissent de manière électrofaible, ce qui permet de classer les réactions observées en deux catégories :

- les *courants neutres*, pour lesquels le boson intermédiaire échangé est un photon γ ou un boson neutre Z^0,
- les *courants chargés*, pour lesquels le boson échangé est un boson chargé W^- ou W^+.



$e^- + p \rightarrow e^- + X$
Courant neutre.

$e^- + p \rightarrow \nu_e + X$
Courant chargé.

Les processus dominants sont ceux où le boson échangé est un photon émis par l'électron, tandis que les autres processus sont supprimés en raison de la masse importante des bosons Z^0 et $W^{\pm}$. En négligeant les interactions faisant intervenir les bosons massifs, on se ramène ainsi à l'étude des processus où l'électron interagit avec le proton par l'intermédiaire d'un photon virtuel γ^*.

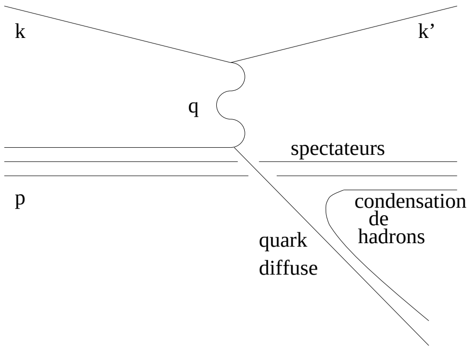
Les variables cinématiques Q^2 et x

Lorsque l'on ne s'intéresse pas aux détails de l'état hadronique X (physique "inclusive") , deux variables suffisent à décrire la réaction (1.2) . On définit habituellement :

$$Q^2 = -(k-k')^2 = -q^2 \ ,$$

et

$$x = \frac{-q^2}{2pq} \ .$$



La variable q^2 est le carré du quadrimoment du photon, qui est négatif car le photon est virtuel du genre espace.

La variable de BJORKEN x (sans dimension) représente, dans le cadre du modèle des "partons", la fraction d'impulsion du proton qui est transportée par le quark "frappé" par le photon.

Lorsque $Q^2 \simeq 0$, le photon est pratiquement sur la couche de masse, ou "quasi-réel": on parle alors de *photoproduction.*

Lorsqu'au contraire l'énergie transférée est grande, l'électron peut agir comme une sonde des constituants du proton. Pour avoir une résolution spatiale ΔR très inférieure au rayon du proton (de l'ordre de $1\,Fermi = 10^{-15}\,m$) , les relations d'incertitude de HEISENBERG montrent qu'il faut $Q^2 \gg 1\,GeV^2$. Dans ces conditions on parle de *diffusion profondément inélastique (DIS).*

La figure 1.3 montre la configuration typique d'un événement de diffusion profondément inélastique dans le détecteur H1. Les protons arrivent par la droite et se dirigent vers "l'avant" du détecteur, alors que les électrons arrivent par la gauche. Un tel événement s'interprète dans le modèle des partons par un processus de diffusion élastique sur un parton du proton. L'électron diffusé, bien isolé, est détecté à "l'arrière" (en haut à droite) du détecteur, à l'opposé du *"jet"* de hadrons issu du parton frappé par l'électron. Tout à l'avant on distingue les traces laissées par les "spectateurs", autrement dit les restes du proton qui n'ont pas directement interagi avec l'électron.

La redondance des variables mesurées dans le détecteur H1 permet de calculer les variables cinématiques Q^2 et x de plusieurs manières différentes, à partir de l'énergie et de l'angle de diffusion de l'électron seul, des hadrons seuls, ou de leur combinaison.

Les processus diffractifs à HERA

Il existe une classe particulière d'événements détectés à H1 qui sont caractérisés par un cône dépourvu d'énergie à l'avant du détecteur (voir figure 1.4) . Ces événements sont dits événements à *"gap" de rapidité* car la taille du cône vide peut être mesurée par la pseudo-rapidité η_{max} , définie par :

$$\eta_{max} \ = \ -ln\left(tan\frac{\theta}{2}\right)$$

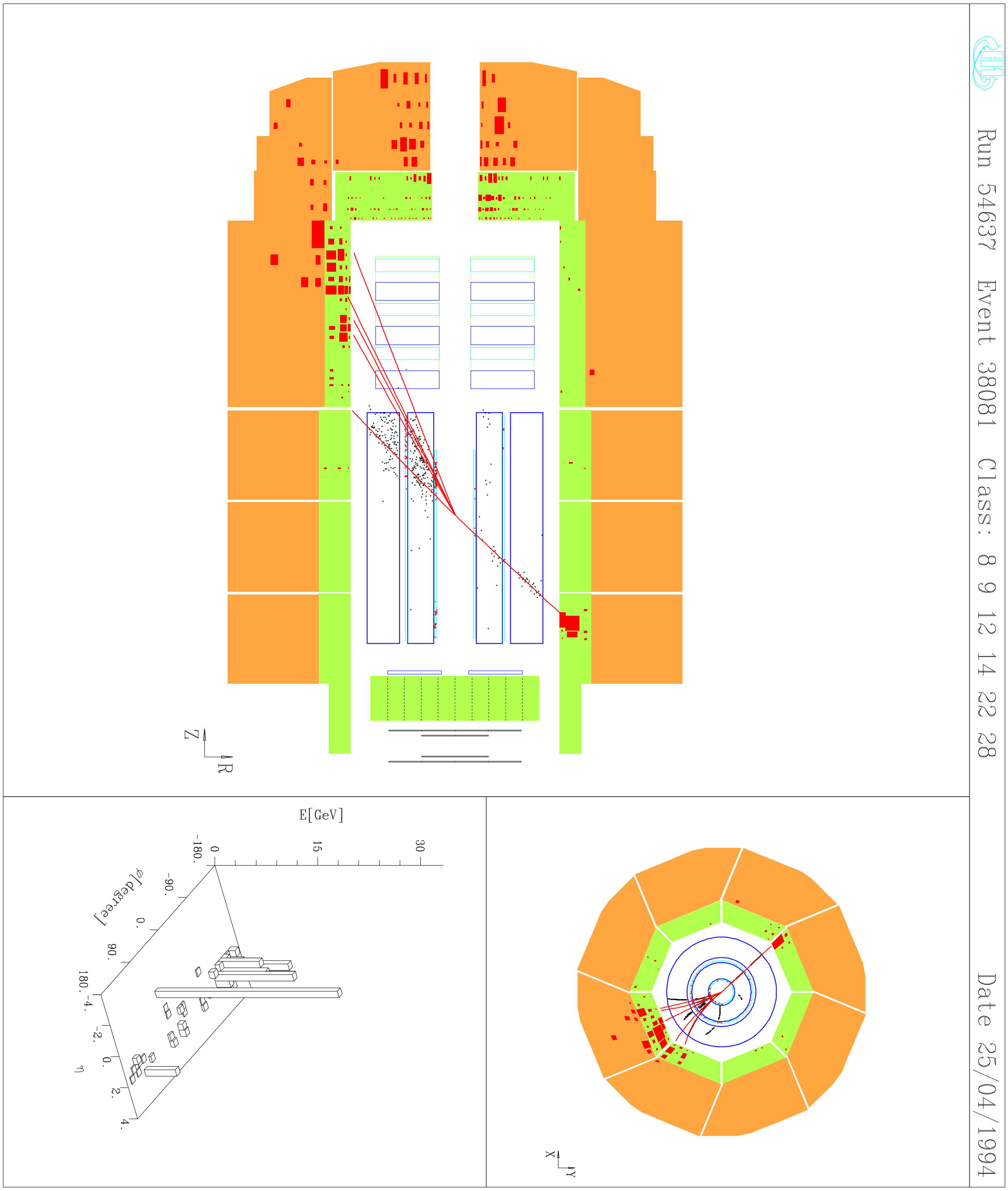


Figure 1.3: un événement de DIS dans le détecteur H1 (vue transversale et vue radiale) .

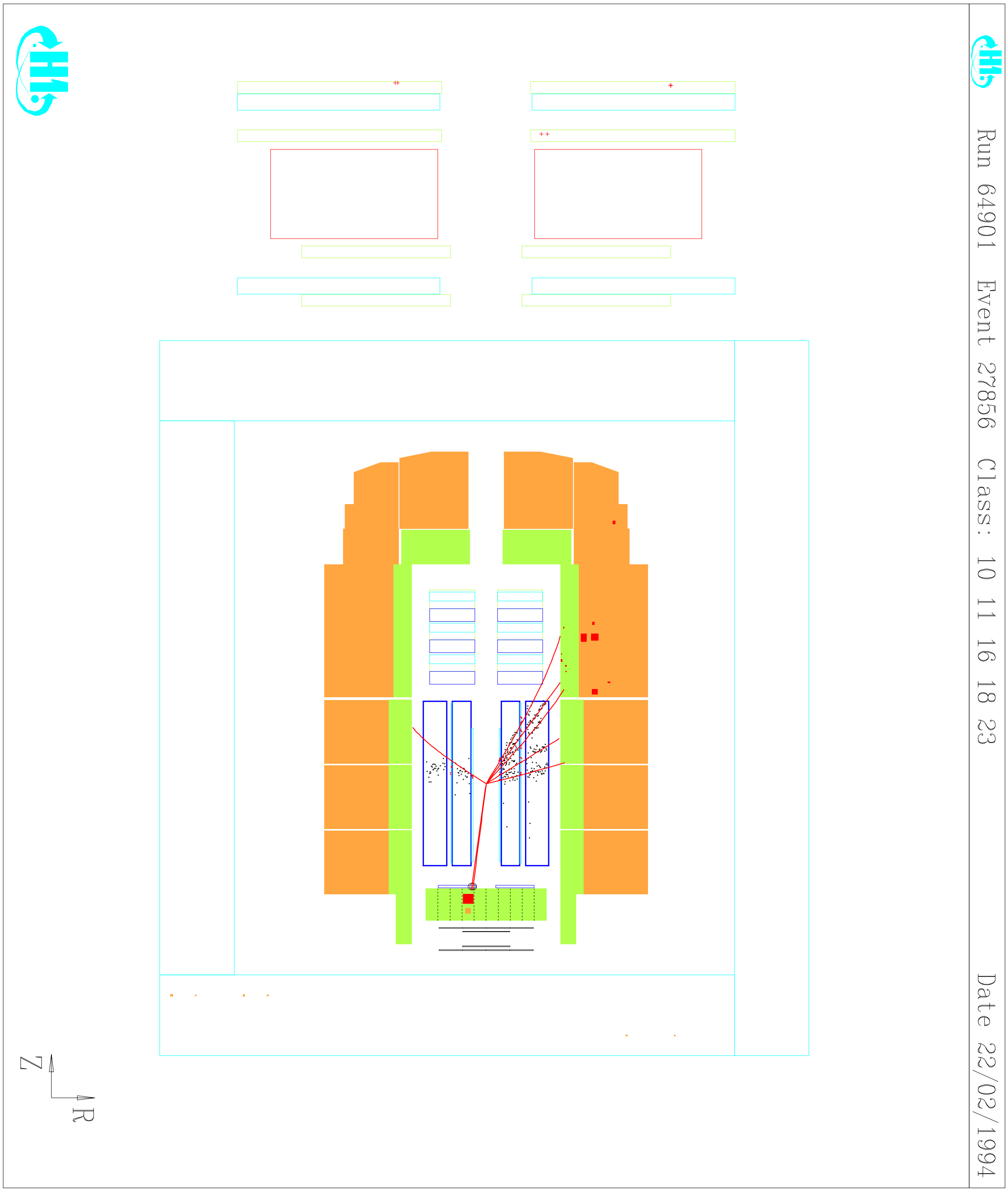


Figure 1.4: un événement de DIS avec un gap de rapidité dans le détecteur H1.

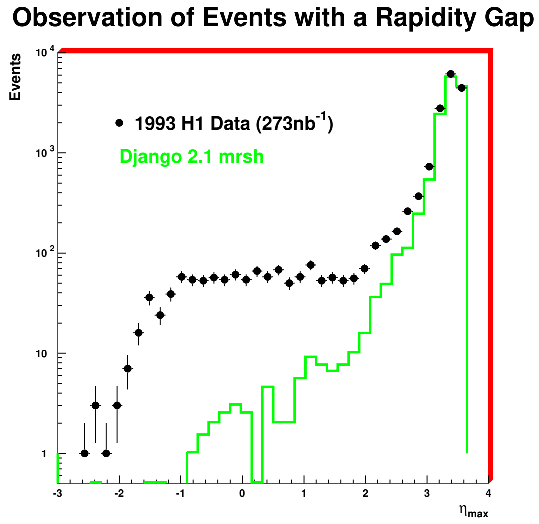
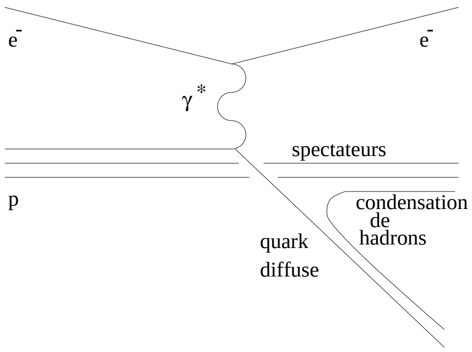


Figure 1.5: distribution η_{max} expérimentale comparée à la distribution générée par une simulation Monte-Carlo pour les processus de DIS classique. Le plateau de la distribution expérimentale montre un excès d'événements à grand gap de rapidité (c'est-à-dire à petit η_{max}) .

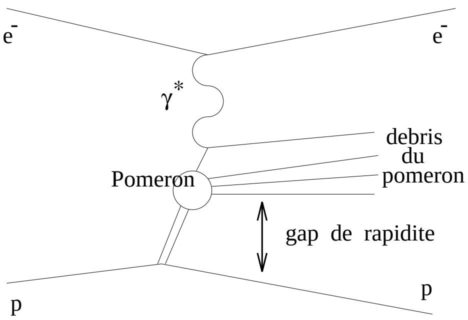
où θ représente l'angle des premiers dépôts d'énergie à l'avant du détecteur.

Dans un événement de DIS classique, l'état final hadronique X comprend deux jets, l'un issu de l'interaction électron-quark et l'autre issu des restes du proton (voir figure 1.3) . L'interaction de couleur entre ces deux jets donne lieu à une condensation de hadrons dans l'espace qui les sépare, conduisant à une production de gaps de rapidité qui décroît exponentiellement en fonction de η_{max}.

L'expérience montre (voir figure 1.5) l'existence d'un excès d'événements à grand gap de rapidité par rapport à cette décroissance exponentielle. Ces événements peuvent être interprétés en termes de *processus diffractifs* faisant intervenir l'échange d'un poméron (voir [10]) , ou plus généralement d'un état neutre de couleur : l'électron interagit avec un poméron émis par le proton, et l'absence de connexion de couleur entre le proton diffusé et le jet issu de l'interaction électron-poméron conduit à la création d'importants gaps de rapidité.



DIS classique.



Processus diffractif.

Parmi les phénomènes diffractifs on distingue les événements sans dissociation où le proton reste intact et les événements avec *dissociation* où le proton est excité en résonance hadronique de basse énergie, avant de se désintégrer.

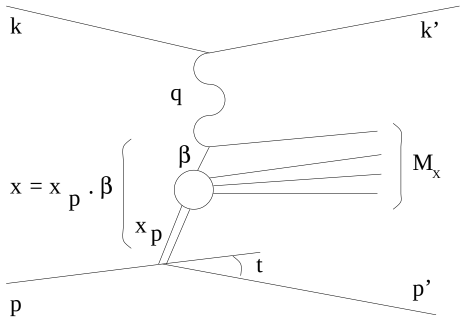
Variables cinématiques en diffusion diffractive

Dans un processus diffractif, deux degrés de liberté supplémentaires sont introduits et on définit en plus de Q^2 et x les variables suivantes :

$$t = (p - p')^2 \ ,$$

$$x_P = \frac{q(p-p')}{qp} \ ,$$

$$\beta = \frac{-q^2}{2q(p-p')} \ .$$



Toujours dans le cadre du modèle des partons, x_P peut être interprétée comme la fraction de l'impulsion du proton transportée par le poméron ($\overrightarrow{p}$, $\overrightarrow{p'}$, E_p et $E_{p'}$ sont respectivement les impulsions et les énergies des protons incident et diffusé) :

$$x_P \ \simeq \ 1 \ - \ \frac{|\overrightarrow{p'}|}{|\overrightarrow{p}|} \ \simeq \ 1 \ - \ \frac{E_{p'}}{E_p} \ , \tag{1.3}$$

et β comme la fraction de l'impulsion du poméron qui est mise en jeu dans le processus de diffusion profondément inélastique entre l'électron et le poméron.

Les variables x, x_P et β sont reliées par la relation

$$x \ = \ x_P \,.\, \beta \ ,$$

qui est intuitive si on se réfère à l'interprétation de ces variables comme des fractions successives de l'impulsion du proton.

La variable β est directement reliée à la masse M_X du système hadronique (en excluant le proton diffusé) , et peut donc être déterminée expérimentalement grâce à la mesure de M_X lorsque le système hadronique est bien isolé. Dans le cas de la variable t, il est nécessaire de mesurer le quadrimoment du proton diffusé, ce qui ne peut se faire qu'avec le spectromètre avant à proton installé en 1995 et qui permet de détecter le proton émis très à l'avant.

Analyse des événements diffractifs

Jusqu'à présent, l'analyse des événements diffractifs était limitée par l'absence de détecteur permettant de mesurer les caractéristiques du proton diffusé vers l'avant. Sans ce détecteur, la seule méthode de sélection des événements diffractifs que nous ayons à disposition consiste à imposer la présence d'un gap de rapidité. Il est de plus impossible de mesurer certaines variables cinématiques importantes comme la variable t.

Il est tentant de considérer le poméron comme un objet dont on peut sonder la structure en quarks et en gluons. L'un des objectifs de l'expérience H1 est justement d'essayer de sonder cette structure du poméron qui n'est pas prédite par la théorie de REGGE. On définit alors une *fonction de structure "diffractive"* du proton $F_2^D(t, x_P, Q^2, \beta)$ telle que la section efficace différentielle pour les processus diffractifs s'écrive (α est la constante de structure fine) :

$$\frac{d\sigma}{dt\, dx_P\, dQ^2\, d\beta} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[2(1-y)+y^2] \,.\, F_2^D(t, x_P, Q^2, \beta)$$

avec $y = Q^2/sx$, s étant le carré de l'énergie totale du processus.

L'hypothèse de *factorisation* consiste à supposer que F_2^D peut se factoriser de la manière suivante :

$$F_2^D(t, x_P, Q^2, \beta) = \varphi(t, x_P) \,.\, F_2^P(Q^2, \beta) \,.$$

Ceci revient à dire que les processus diffractifs peuvent se scinder en deux processus indépendants :

- la production du poméron à partir du proton, qui est un processus non perturbatif pour les petits transferts t.
- La diffusion profondément inélastique du poméron avec le photon virtuel, qui relève du domaine perturbatif de la QCD.

$\varphi(t, x_P)$ représente alors le facteur de flux associé à la production du poméron et $F_2^P(Q^2, \beta)$ la fonction de structure du poméron.

La fonction de structure diffractive F_2^D a déjà fait l'objet de premières mesures à H1 (voir [7] , [8] et [9]) . La variable t ne pouvant être déterminée, c'est en réalité une fonction de structure "intégrée" sur t qui est mesurée : $F_2^D(x_P, Q^2, \beta)$. Les mesures effectuées à H1 (figure 1.6) montrent clairement :

1. Que l'hypothèse de factorisation est vérifiée dans le domaine étudié puisque on observe la même variation de F_2^D en fonction de x_P pour les différentes valeurs données à Q^2 et β.
2. Que, pour Q^2 et β fixés, F_2^D varie comme $x_P^{-(1,19\pm0,06\pm0,07)}$.

La théorie de REGGE ne dit rien sur la fonction de structure du poméron, mais elle prédit en revanche la forme du facteur de flux :

$$\varphi(x_P) \sim x_P^{-(1+2\epsilon)} \qquad \text{soit} \qquad \varphi(x_P) \sim x_P^{-1,16} \,.$$

Ce résultat est compatible avec le comportement expérimental, ce qui semble montrer que l'échange de poméron est bien à l'origine des événements à gap de rapidité.

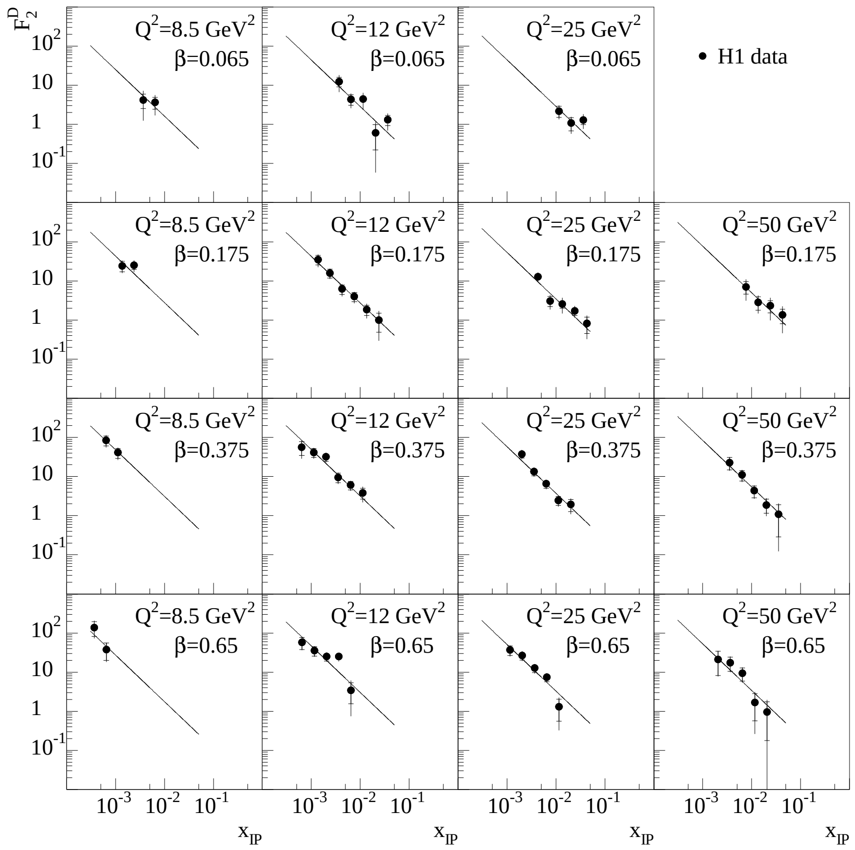


Figure 1.6: mesure de la fonction de structure diffractive du proton à H1.

Les résultats expérimentaux sur la structure du poméron ne sont que des résultats préliminaires : pour améliorer l'analyse des événements diffractifs il reste encore à étendre le domaine cinématique étudié des variables Q^2 et β, à étudier l'état final hadronique ainsi que les caractéristiques du proton diffusé vers l'avant.

Le grand intérêt du spectromètre avant à proton qui a été installé en 1995 est qu'il doit permettre de mieux contraindre les mesures pour les événements diffractifs, grâce à la mesure des caractéristiques du proton diffusé. Il sera ainsi possible :

- de faire une mesure précise de la variable t,
- d'effectuer une sélection plus propre des événements diffractifs dans le lot des événements de diffusion profondément inélastique,
- de séparer les événements de diffraction simple des événements avec dissociation.

Chapitre 2

L'expérience H1 à HERA

2.1 Le détecteur H1

2.1.1 Présentation

Nous avons déjà décrit au chapitre précédent la topographie typique d'un événement de diffusion profondément inélastique classique et d'un événement diffractif dans le détecteur H1. Nous allons maintenant décrire plus précisément les caractéristiques du détecteur (voir par exemple [4] et [6] pour plus de détails) .

Le détecteur H1 doit permettre de mesurer les différents paramètres des réactions inclusives à courant neutre ou à courant chargé. La collaboration H1 a mis l'accent sur la calorimétrie électromagnétique et sur la résolution spatiale du détecteur (le détecteur H1 possède une granularité fine) grâce au choix d'un calorimètre à argon liquide.

Le système de coordonnées utilisé a pour origine le point d'interaction nominal tandis que l'axe z est dirigé selon l'axe du faisceau et pointe dans le sens des protons.

La différence d'énergie entre les électrons et les protons qui entrent en collision a imposé la construction d'un détecteur asymétrique (hermétique à l'avant) , afin de recueillir les hadrons qui sont entraînés vers l'avant par les protons très énergétiques.

A partir du point d'interaction, les particules produites rencontrent successivement le système de détection de traces, les calorimètres électromagnétique et hadronique, la bobine supraconductrice et le fer instrumenté qui joue le rôle de détecteur de muons (voir figure 2.1) .

2.1.2 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces ($\boxed{2}$ et $\boxed{3}$ sur la figure 2.1) sont placés dans le champ magnétique de $1,2 Tesla$ délivré par la bobine supraconductrice. Ils permettent de reconstruire les trajectoires des particules, mais aussi de déterminer leurs charges et leurs impulsions grâce à la mesure des rayons de courbure des traces.

Ces détecteurs sont composés de chambres proportionnelles, de chambres à dérive ainsi que de radiateurs de transition.

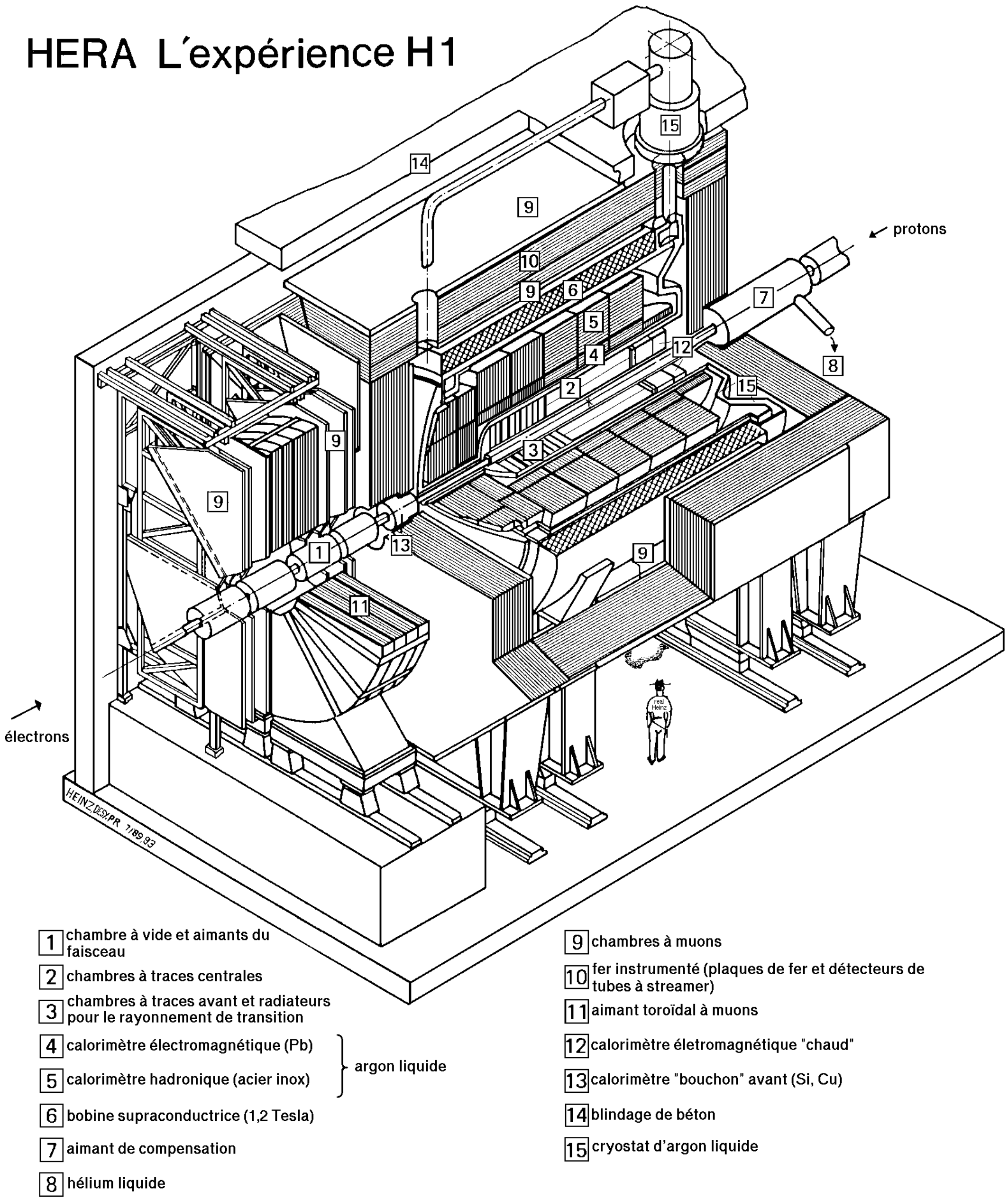


Figure 2.1: vue d'ensemble du détecteur H1.

2.1.3 Les calorimètres

L'objectif de la calorimètrie est la détermination de l'énergie des particules par absorption totale. Le détecteur H1 est doté de plusieurs calorimètres :

- le calorimètre à argon liquide (LAr, $\boxed{4}$ et $\boxed{5}$) , bien hermétique à l'avant, qui est composé de huit roues comprenant chacune une partie électromagnétique (à l'intérieur) et une partie hadronique (à l'extérieur) . La roue arrière (BBE) ne possède que la partie électromagnétique.

  Les électrons et les photons qui sont rapidement freinés (essentiellement à cause du rayonnement de "bremsstrahlung" pour les électrons et des créations de paires e^+e^- pour les photons) sont détectés dans la partie électromagnétique, tandis que les hadrons sont absorbés dans la partie hadronique par interactions nucléaires.

- Le calorimètre "spaghetti" (SPACAL, $\boxed{12}$) qui comporte une section électromagnétique et une section hadronique, et qui complète l'acceptance du détecteur vers l'arrière pour la détection des électrons faiblement déviés lors des interactions à Q^2 faible ou modéré.

- Le calorimètre "bouchon" avant (PLUG, $\boxed{13}$) qui est destiné à détecter les hadrons émis à très faible incidence vers l'avant.

2.1.4 Les détecteurs de muons

Les muons qui sont caractérisés par un fort pouvoir de pénétration, sont détectés grâce au fer instrumenté $\boxed{10}$ qui entoure la partie centrale du détecteur, et au spectromètre à muons (FMD) situé à l'avant et qui comprend six chambres à dérive $\boxed{9}$ situées en amont et en aval d'un aimant toroïdal $\boxed{11}$.

2.1.5 Les détecteurs avant

Comme nous le verrons au prochain chapitre, les détecteurs avant sont fondamentaux pour notre analyse. Ces détecteurs destinés à recueillir les particules émises à très petit angle vers l'avant comprennent le calorimètre "bouchon" (PLUG) et le détecteur à muons (FMD) dont nous avons déjà parlé, mais aussi le "proton remnant tagger" (PRT) . Ce dernier détecteur est constitué de sept plaques de scintillateurs disposées autour du tube à vide, $24\,m$ en aval du détecteur central; il permet "d'étiqueter" les débris du proton dans les processus non diffractifs ou diffractifs avec dissociation.

2.2 Le spectromètre avant à proton (FPS)

En 1995, le détecteur H1 a été doté d'un spectromètre avant à proton, destiné à détecter le proton émis vers l'avant lors des processus diffractifs; il doit permettre de reconstruire l'énergie et l'impulsion de ce proton au point d'interaction. Ce détecteur demande encore à être complété et amélioré.

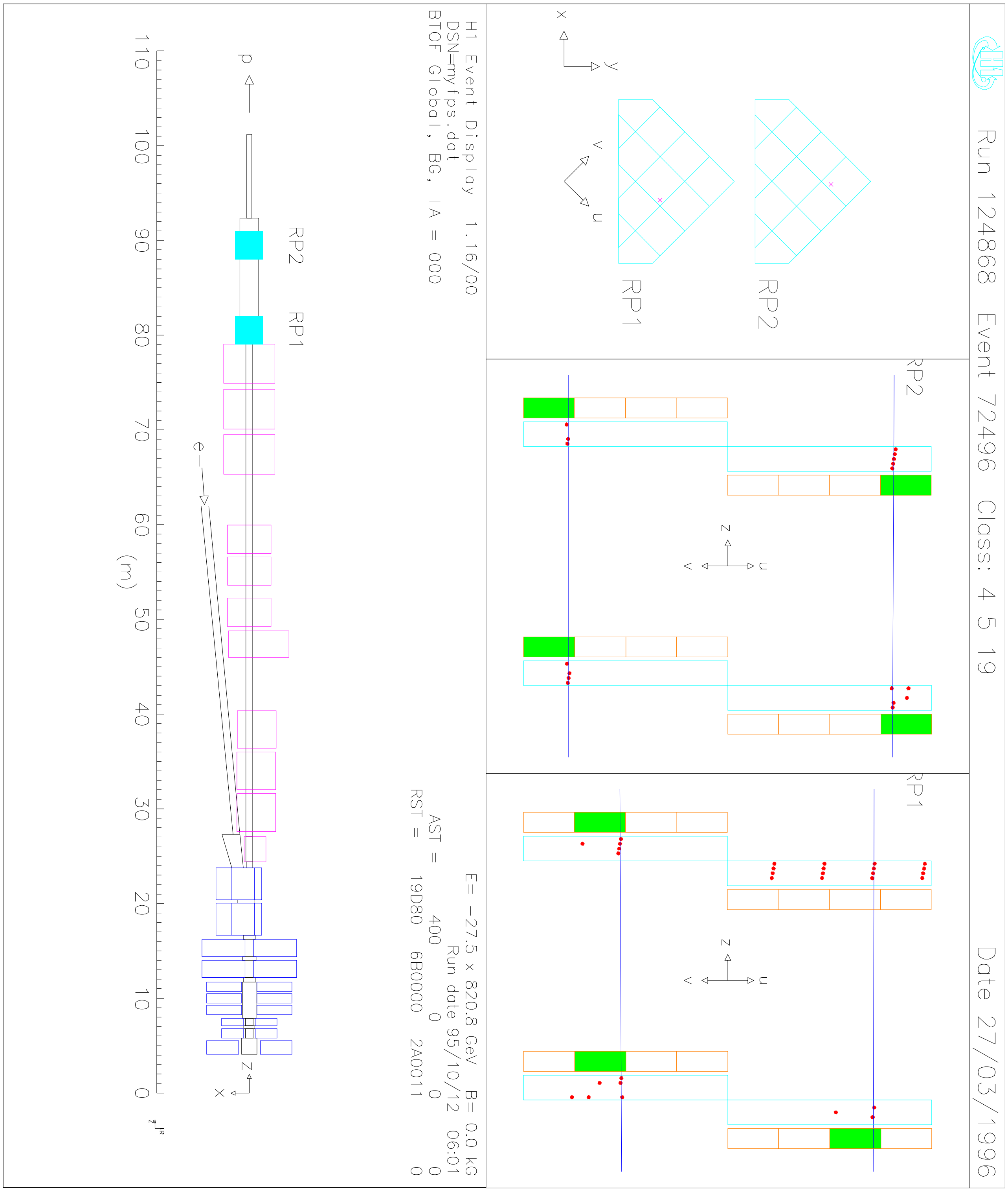


Figure 2.2: situation des pots romains et reconstitution des segments de trace.

Figure 2.3: déviations des protons par l'optique du faisceau pour différentes énergies.

2.2.1 Situation et principe du spectromètre

Dans sa version actuelle (voir [11]) , le spectromètre avant à proton (FPS) comprend deux "pots romains" (pots verticaux) situés à $80,5\,m$ et $89,7\,m$ en aval du détecteur central (voir figure 2.2) , chacun étant équipé de détecteurs à fibres optiques scintillantes. Ces pots romains sont en fait des récipients rétractables qui permettent de rapprocher les détecteurs à fibres du faisceau de protons, lorsque celui-ci est suffisamment stable (voir figure 2.5) .

La région située entre le détecteur H1 et les pots romains est équipée d'une suite de lentilles magnétiques (quadrupôles et dipôles magnétiques) qui définissent *"l'optique du faisceau"* de protons et qui agissent comme un spectromètre pour les particules chargées émergeant du point d'interaction à très petit angle. La mesure de la déviation des trajectoires de ces particules permet de remonter à leurs énergies et leurs impulsions au vertex (point d'interaction) . Il est bien visible sur la figure 2.3 que l'effet principal de l'ensemble des lentilles magnétiques au niveau des pots verticaux est une déviation verticale des protons (selon l'axe y) . Mais ceux-ci sont aussi déviés indépendamment suivant l'axe x, ce qui permet deux déterminations indépendantes de l'énergie à partir des deux directions x et y.

De par la configuration du spectromètre, tous les protons diffusés ne peuvent pas être détectés dans les pots romains. L'*acceptance* du détecteur à une énergie donnée est définie comme étant le nombre de protons ayant cette énergie qui sont effectivement détectés. L'acceptance du spectromètre est limitée par le fait qu'on ne peut pas approcher les pots romains trop près du faisceau de protons : il est impossible de détecter les protons trop énergétiques, qui ne sont pas assez déviés par l'optique du faisceau.

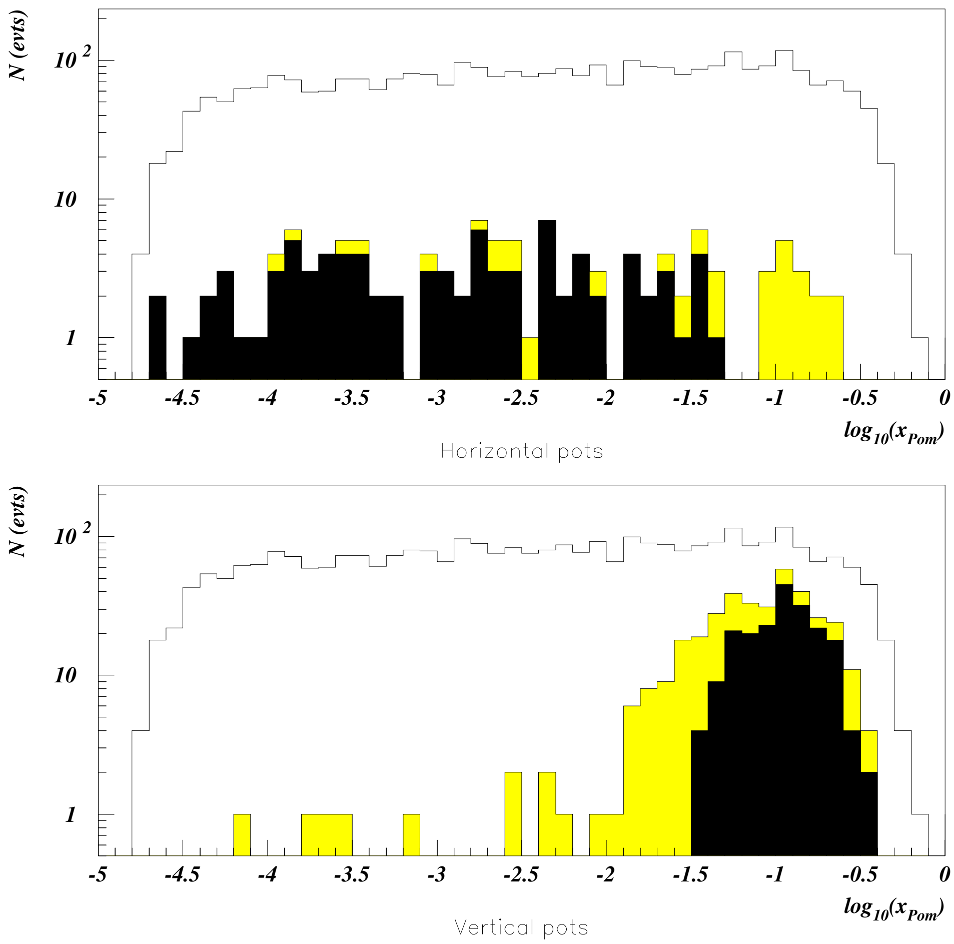


Figure 2.4: acceptance des pots verticaux déjà existants (en bas) et des pots horizontaux qui devraient être installés prochainement (en haut) . La zone en noir correspond aux protons détectés en coïncidence dans les deux pots (horizontaux et verticaux, respectivement) , la zone grisée à ceux qui traversent seulement le pot vertical à 90 m (resp. horizontal à 63 m) , et la zone blanche à la totalité de l'échantillon généré par la simulation.

L'acceptance théorique des pots romains est représentée sur la figure 2.4, en fonction de la variable x_P reliée à l'énergie du proton diffusé par la formule (1.3) . Cette figure montre que l'acceptance des pots verticaux est centrée autour de $x_P \simeq 0,1$ et prend des valeurs non nulles entre $560\,GeV$ ($x_P \simeq 10^{-0,5}$) et $790\,GeV$ ($x_P \simeq 10^{-1,5}$) . Dans le but de compléter l'acceptance jusqu'à des énergies de $820\,GeV$, une amélioration du spectromètre à proton est prévue prochainement [12] , avec l'installation de deux pots romains supplémentaires à $63\,m$ et $80\,m$ (pots horizontaux) . Comme le montre la figure 2.4, l'acceptance de ces pots horizontaux doit compléter exactement celle des pots verticaux pour les protons de grande énergie (c'est-à-dire à petit x_P) .

2.2.2 Les détecteurs du FPS

A l'intérieur de chaque pot romain se trouvent deux détecteurs séparés de $6\,cm$ environ dans la direction du faisceau. Chacun de ces détecteurs possède deux épaisseurs de cinq couches de fibres scintillantes, qui permettent de repérer les positions des particules dans les deux directions perpendiculaires u et v, orientées à $\pm 45°$ par rapport à la verticale (voir figure 2.5) .

Les fibres scintillantes sont reliées à un photomultiplicateur à plusieurs entrées, chaque entrée recevant quatre fibres. Afin de lever les ambiguïtés dues à ce multiplexage des fibres, chaque plan de coordonnées est complété par quatre plans de matériau scintillant, lus indépendamment par des photomultiplicateurs.

La figure 2.2 montre la reconstitution des segments de trace d'un proton entre les différents détecteurs des pots romains. Celle-ci consiste à faire une interpolation entre les impacts repérés grâce aux fibres optiques et aux scintillateurs touchés (le programme de reconstruction actuel impose entre autres un nombre minimal de cinq "hits" par pot dans chaque direction u et v, ainsi qu'une borne supérieure à la pente des segments de trace) et permet de déterminer les positions transversales x et y ainsi que les déviations $x' = dx/dz$ et $y' = dy/dz$ à $z = 85\,m$, la position moyenne entre les deux pots.

2.2.3 Reconstruction de l'énergie et de l'angle initiaux des protons

Pour reconstruire l'énergie des protons, on utilise l'optique du faisceau entre le point d'interaction (x_0, y_0, z_0) supposé connu et la position médiane entre les deux pots (à $85\,m$) . Les déflections horizontale (selon x) et verticale (selon y) étant indépendantes, on a une information redondante sur le proton diffusé et :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{z=85\,m} = M(E) \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}_{z=0},$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{z=85\,m} = M'(E) \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}_{z=0},$$

où $M(E)$ (resp. $M'(E)$) est la matrice de transfert des 51 éléments magnétiques situés entre le détecteur central et les pots romains dans le plan horizontal (resp. vertical) . Cette matrice dépend de l'énergie E du proton diffusé.

Figure 2.5: configuration des détecteurs à fibres scintillantes dans un pot romain.

Figure 2.6: lignes à énergie constante et lignes à angle de diffusion constant pour le proton au vertex, dans le plan des variables (x, x') mesurées à $85\,m$.

La méthode utilisée pour calculer E est similaire dans les deux directions x et y. Elle consiste, pour la direction x par exemple, à paramétrer x et x' à $85\,m$ en fonction de E et x'_0 (déviation à l'origine) , de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} x_{z=85m} & = & a(E) \;+\; b(E)\, x'_0 \,, \\ x'_{z=85m} & = & c(E) \;+\; d(E)\, x'_0 \,. \end{array} \right.$$

La valeur de x_0 est fixée à la valeur moyenne de l'abscisse du vertex dans le détecteur central; elle est prise en compte dans les coefficients $a(E)$ et $c(E)$. Les valeurs des coefficients a, b, c et d sont calculées pour différentes énergies E par simulation Monte-Carlo de l'optique du faisceau, puis stockées dans des banques de données.

Sans entrer dans le détail des méthodes de résolution de ces équations, l'idée est que connaissant x et x' à $85\,m$, l'énergie E peut être déterminée en éliminant le paramètre x'_0 des deux équations paramétrées. L'erreur sur E peut être estimée par comparaison avec la valeur obtenue en paramétrant y et y' . La figure 2.6 montre comment l'énergie et la déviation du proton au vertex peuvent être déterminées à partir du réseau des lignes à énergie constante et à angle de diffusion constant, dans le plan des paramètres (x, x') mesurés à $85\,m$.

Il faut bien noter que la méthode de reconstruction utilisée actuellement est en phase de développement : en particulier les paramètres du proton reconstruit sont très sensibles à l'alignement des pots et à la position du faisceau, difficiles à contrôler. Le programme de reconstruction n'est donc pas encore définitif et notre étude sur la calibration en énergie du spectromètre est justement destinée à en évaluer les performances en vue de son amélioration et de sa finalisation.

Chapitre 3

Calibration du spectromètre avant à proton à l'aide des événements à gap de rapidité

3.1 Principe de la calibration en énergie du spectromètre

Le principe de la calibration en énergie du spectromètre avant à proton est simple, puisqu'il s'agit de comparer l'énergie du proton mesurée dans les pots romains avec l'énergie déduite du détecteur central.

Pour cela, il est nécessaire de travailler sur une catégorie d'événements où :

- tout est mesuré dans le détecteur central mis à part le proton diffusé, c'est-à-dire qu'il ne doit pas y avoir de pertes dans le tube à vide,
- le proton est dans l'acceptance du spectromètre de manière à être détecté dans les pots romains,
- il n'y a pas de dissociation du proton diffusé, afin d'être certain de mesurer la totalité de son énergie.

Bien sûr, il n'y a pas de critères totalement efficaces pour sélectionner un tel lot, mais la première étape, permettant de s'approcher des conditions requises avant optimisation, consiste à sélectionner un lot d'événements satisfaisant aux critères suivants :

- il faut qu'il existe un gap de rapidité suffisamment important afin d'éliminer les pertes dans le tube à vide. Pour cela on impose qu'il y ait peu d'énergie déposée dans le calorimètre PLUG ainsi qu'à l'avant du calorimètre LAr.
- L'énergie du proton prédite par le détecteur central de H1 doit être inférieure à la limite supérieure de l'acceptance des pots romains, qui est de l'ordre de $790\,GeV$.
- Les détecteurs avant à muons (FMD) et le "proton remnant tagger" (PRT) doivent être vides si on veut éliminer la plupart des événements avec dissociation.

La contrainte sur l'énergie $E_{p'}$ du proton diffusé peut s'écrire comme une contrainte sur x_P d'après la formule 1.3 . Nous avons vu au chapitre précédent que x_P doit être de l'ordre de $0,1$ (voir figure 2.4) pour que le proton soit dans l'acceptance des pots romains.

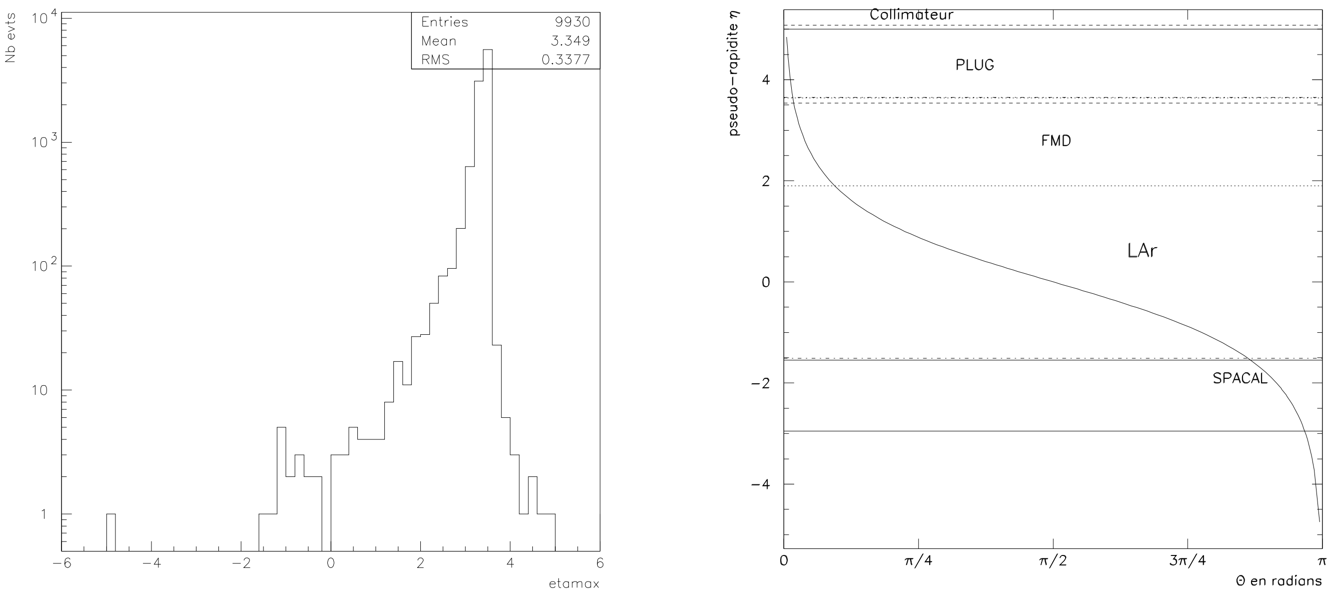
Figure 3.1: courbes à angle de jet θ_J constant (en pointillés) et à angle de diffusion de l'électron θ_e constant (en traits pleins) dans le plan des variables (Q^2, x) .

Toutefois il existe une contrainte cinématique selon laquelle il n'y a qu'à *grand* Q^2 qu'il est possible d'avoir simultanément un gap de rapidité et une valeur assez grande de la variable de Bjorken $x = x_P\,\beta$ (voir [5]) . En effet (voir figure 3.1) à x donné, l'angle θ_J de diffusion du jet est d'autant plus grand que Q^2 est grand. Intuitivement, il faut que le quark frappé ait reçu assez d'énergie de l'électron pour qu'il soit dévié à grand angle et ainsi former un gap de rapidité suffisamment important.

Plus quantitativement, pour garantir simultanément que le proton soit dans l'acceptance des pots ($x \sim x_P \sim 0,1$) et qu'un gap de rapidité puisse se manifester ($\theta_J \gtrsim 10°$) , la figure 3.1 montre qu'il faut avoir $Q^2 \gtrsim 100\,GeV^2$. C'est la raison pour laquelle nous partirons d'un échantillon d'événements à grand Q^2, en espérant ainsi éliminer une partie des événements non conformes au "cahier des charges".

3.2 Sélection des événements à gap de rapidité avec un proton à l'avant

La première étape de l'analyse consiste à choisir un lot d'événements susceptible de contenir le plus possible d'événements à gap de rapidité avec un grand Q^2. C'est pourquoi nous avons démarré l'étude avec le lot des courants neutres sélectionné à partir des données prises en 1995, qui contient **9930 événements**. Ces événements ont été obtenus en imposant que l'électron diffusé soit détecté dans le calorimètre à argon liquide : les courants chargés, pour lesquels il n'y a pas d'électron diffusé, et les événements de photoproduction, pour lesquels l'électron n'est pas observé dans le détecteur central, ne sont donc normalement pas inclus dans ce lot. Des coupures



(a) Distribution de η_{max} pour le lot initial.

(b) Couverture angulaire des différents détecteurs.

Figure 3.2: sélection sur η_{max}.

destinées à éliminer le bruit de fond créé par les rayons cosmiques et les diffusions Compton ont de plus été rajoutées.

Pour les raisons évoquées au paragraphe précédent, nous travaillons sur les événements à grand Q^2 en imposant :

$$Q^2 \;\geq\; 100\, GeV^2 \,. \tag{C1}$$

3.2.1 Sélection des événements à gap de rapidité sans dissociation

La sélection des événements à gap de rapidité s'effectue en imposant une limite inférieure à la taille du cône de rapidité, c'est-à-dire une limite supérieure à la pseudo-rapidité η_{max} calculée dans le LAr :

$$\eta_{max} \;\leq\; 3,4 \,. \tag{C2}$$

Cette borne supérieure imposée à η_{max}, proche de la limite de l'acceptance du LAr à l'avant (voir figure 3.2) , assure que le système hadronique est entièrement contenu dans le calorimètre. Cette contrainte est complétée par des coupures portant sur les détecteurs avant (PLUG, FMD, PRT) . La coupure sur l'énergie déposée dans le PLUG complète celle sur η_{max}, tandis que celles sur le détecteur avant à muons et le "proton remnant tagger" doivent permettre d'éliminer les événements avec dissociation du proton. Ces coupures, optimisées par le groupe H1 d'analyse diffractive pour les données 1994, sont les suivantes :

- énergie dans le PLUG :

$$E_{PLUG} \leq 3\,GeV \,, \tag{C3}$$

- nombre d'impacts dans le FMD :

$$N_{FMD} \leq 1 \,, \tag{C4}$$

- pas d'impact dans le PRT :

$$N_{PRT} = 0 \,. \tag{C5}$$

Ces coupures doivent être optimisées à nouveau pour les données 1995 et notre étude a montré que seule la distribution de l'énergie dans le PLUG est sensiblement différente pour les données 1994 et 1995, essentiellement en raison d'un changement de sa calibration en énergie d'un facteur 2,5 (voir figure 3.3) . Pour garder les mêmes taux d'événements sélectionnés qu'en 1994, les coupures sur N_{FMD} et N_{PRT} doivent donc rester identiques alors que la borne supérieure sur E_{PLUG} doit être augmentée d'un facteur 2,5.

Les résultats des analyses du groupe H1 d'analyse diffractive permettent d'estimer à 10% le taux résiduel d'événements avec dissociation après les coupures sur les données 1994. Aussi avons-nous jugé avantageux de ne pas relâcher la coupure sur E_{PLUG} pour les données 1995, de façon à avoir un taux de dissociations inférieur à 10%.

Le lot 1995 des courants neutres contient **313 événements** à grand Q^2 satisfaisant à ces coupures sur le gap de rapidité et les détecteurs avant (coupures (C1) à (C5)) .

3.2.2 Sélection des événements dans l'acceptance des pots romains

Nous avons vu que l'énergie $E_{p'}$ du proton diffusé doit être inférieure à $790\,GeV$ pour que le proton soit dans l'acceptance des pots romains. Il existe plusieurs manières de calculer $E_{p'}$ à partir du détecteur central, mais une méthode particulièrement intéressante consiste à utiliser la variable $(E + p_z)$ obtenue en sommant les énergies et les impulsions longitudinales de toutes les particules détectées dans les calorimètres. La variable $(E + p_z)$ a en effet l'avantage d'être peu sensible à la résolution des détecteurs arrière comme le SPACAL ou la roue BBE, et d'être indépendante de l'identification des particules.

L'expression de l'énergie du proton diffusé en fonction de $(E + p_z)$ est obtenue en écrivant simplement la conservation de l'énergie et la conservation de l'impulsion (en projection sur z):

$$E_{p'} = E_p - \frac{(E + p_z)}{2} \,. \tag{3.1}$$

Avec $E_p = 820\,GeV$ (énergie du proton incident) , la condition $E_{p'} \leq 790\,GeV$ s'écrit donc :

$$(E + p_z) \geq 60\,GeV \,. \tag{C6}$$

Cette coupure supplémentaire (C6) réduit le lot précédent à **169 événements**, candidats potentiels à la mesure d'un proton dans le FPS qui puisse être corrélée avec la mesure du détecteur central.

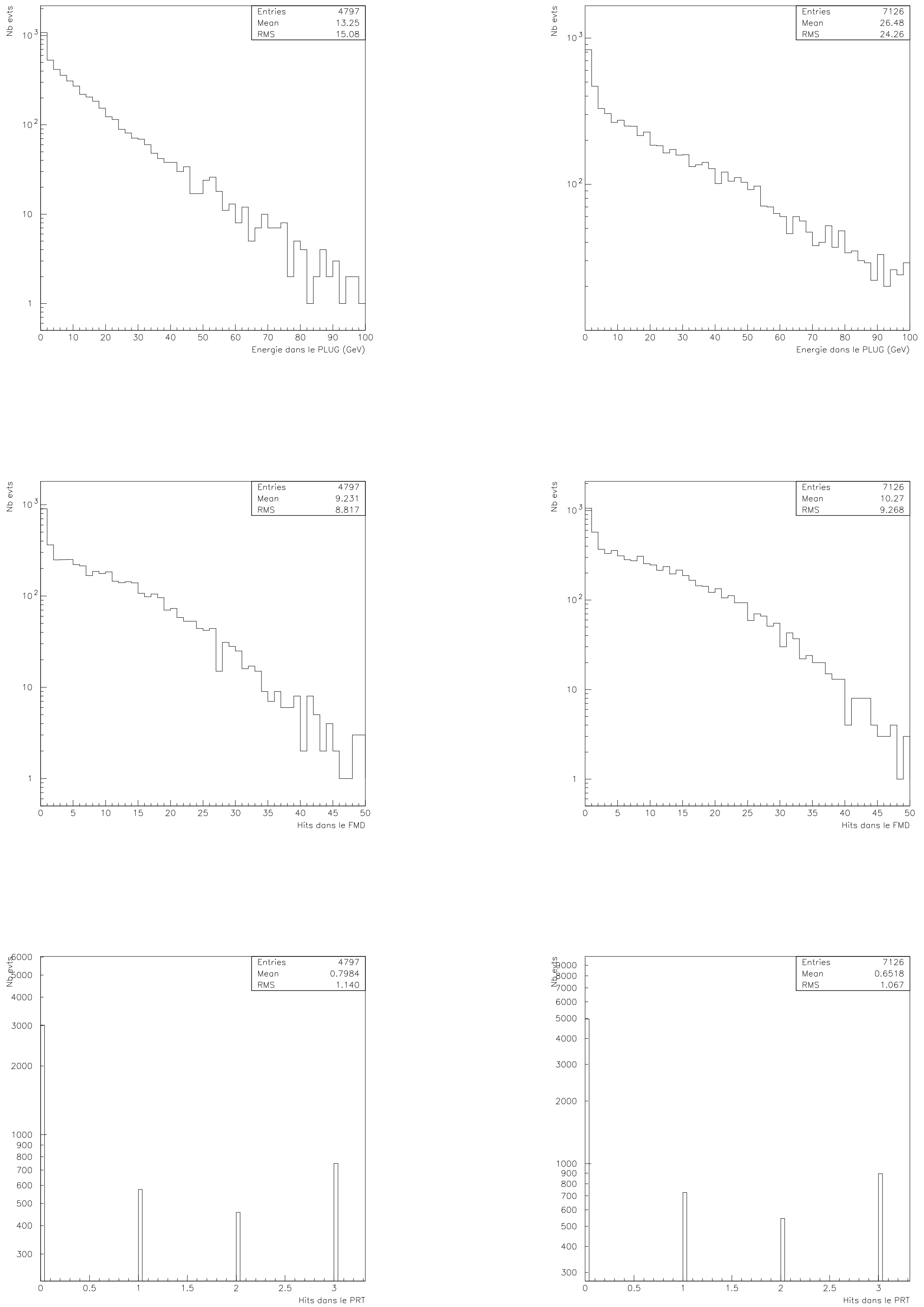


Figure 3.3: comparaison de l'énergie dans le PLUG, du nombre de "hits" dans le FMD et dans le PRT pour les données 94 (à gauche) et 95 (à droite) , avec $Q^2 \geq 200\,GeV^2$.

3.2.3 Evénements avec un proton détecté dans les pots romains

Les informations données par les fibres scintillantes et les scintillateurs des pots romains sont stockées dans des banques, dont la création est une étape nécessaire à la détection des protons. Ce n'est evidemment pas une condition suffisante car la reconstitution des segments de trace entre les pots nécessite que les impacts (où “hits”) qui correspondent aux fibres activées soient en nombre suffisant et suffisamment alignés.

Sur l'ensemble des événements à grand Q^2 ($Q^2 \geq 100\,GeV^2$) , **54 événements** ont un proton “reconstruit” (c'est-à-dire dont le quadrimoment a pu être déterminé) dans les pots romains.

Il est possible d'estimer grossièrement le nombre de protons détectés dans les pots romains auquel on s'attend sur les 169 événements sélectionnés avec les coupures (C1) à (C6) . Sans tenir compte de l'efficacité de reconstruction des traces dans les pots, ce nombre N est égal à :

$$169 \cdot A \cdot \epsilon_{RUN} \ ,$$

où A est le pourcentage de protons se trouvant dans l'acceptance géométrique des pots et ϵ_{RUN} le pourcentage de temps pendant lequel le FPS était opérationnel. A peut être évalué à 15% après avoir convolué le spectre de l'énergie prédite par le détecteur central avec l'acceptance nominale du FPS, tandis que ϵ_{RUN} est estimé à 70%, ce qui conduit à :

$$N \simeq 169 \times 0,15 \times 0,70 \simeq 18 \ .$$

En scannant un par un les événements, parmi les 169, pour lesquels les banques des pots romains avaient été créées il est apparu que :

- 11 événements ont un proton traversant les deux pots romains, en accord raisonnable avec le nombre prédit,
- 11 autres événements ont un proton traversant seulement le deuxième pot à $90\,m$, ce qui est en accord avec le fait que l'acceptance du pot à $90\,m$ est deux fois supérieure à celle du pot à $80\,m$ (voir figure 2.4) .

Parmi les 11 événements avec les traces en coïncidence dans les deux pots, seulement **7 événements** ont un proton entièrement reconstruit, ce qui est compatible avec l'efficacité de reconstruction, estimée entre 60 et 70%. Pour ces événements, il est possible de vérifier immédiatement la corrélation entre l'énergie du proton mesurée dans les pots romains et l'énergie prédite par le détecteur central. Il est éventuellement envisageable de récupérer les 4 événements supplémentaires qui semblent avoir un proton dans les deux pots, en relâchant un peu les conditions de reconstruction.

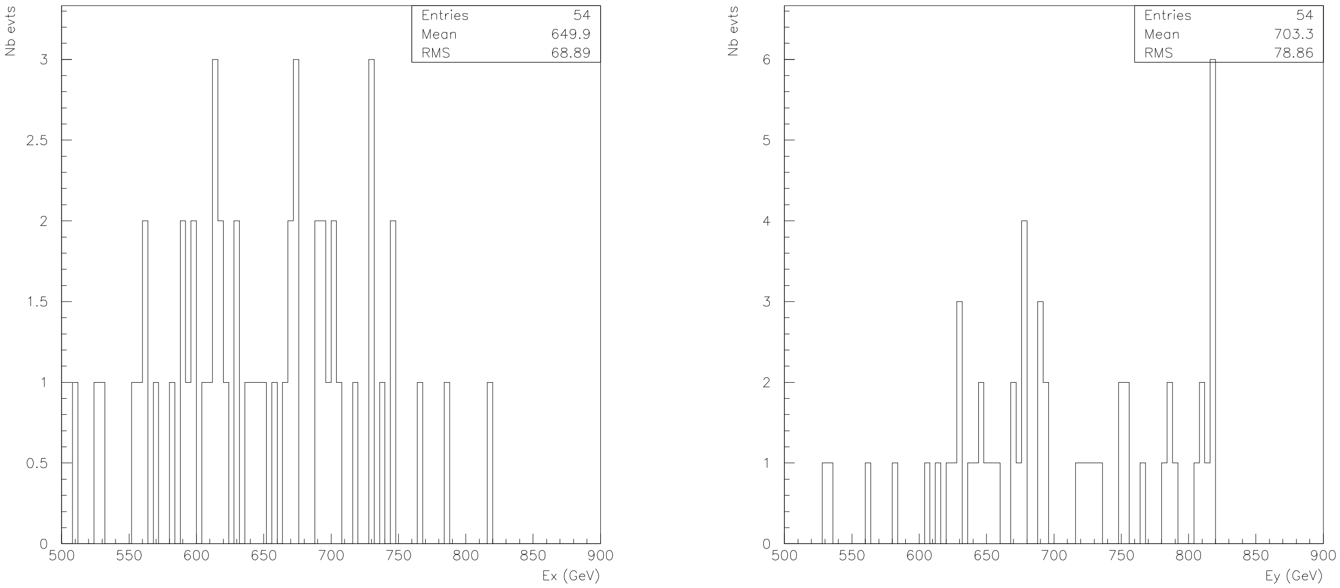
La figure 3.4 montre l'un des 7 événements de la sélection finale, avec les segments de trace reconstruits du proton.

3.3 Etude des corrélations en énergie

3.3.1 Reconstruction de l'énergie des protons

Nous avons vu au chapitre précédent que les optiques du faisceau de protons sont indépendantes dans les deux directions x et y, ce qui permet d'obtenir deux estimations E_x et E_y de l'énergie du proton.

Figure 3.4: un des 7 événement sélectionnés avec un proton reconstruit.



Spectre en énergie E_x. Spectre en énergie E_y.

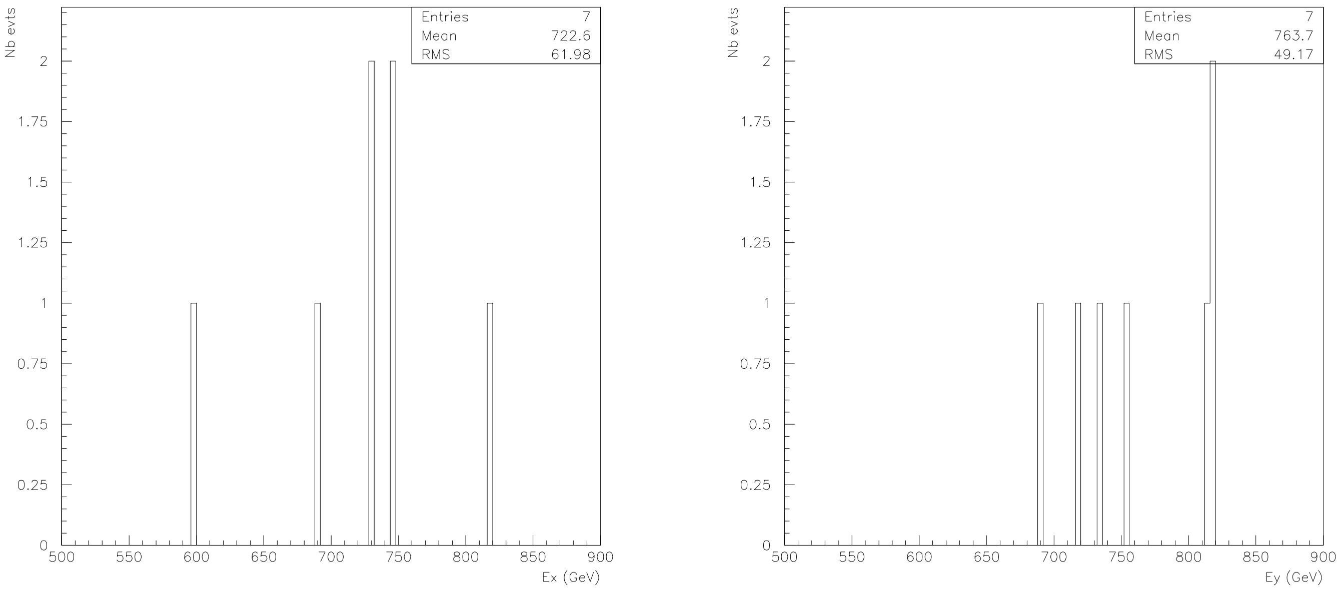
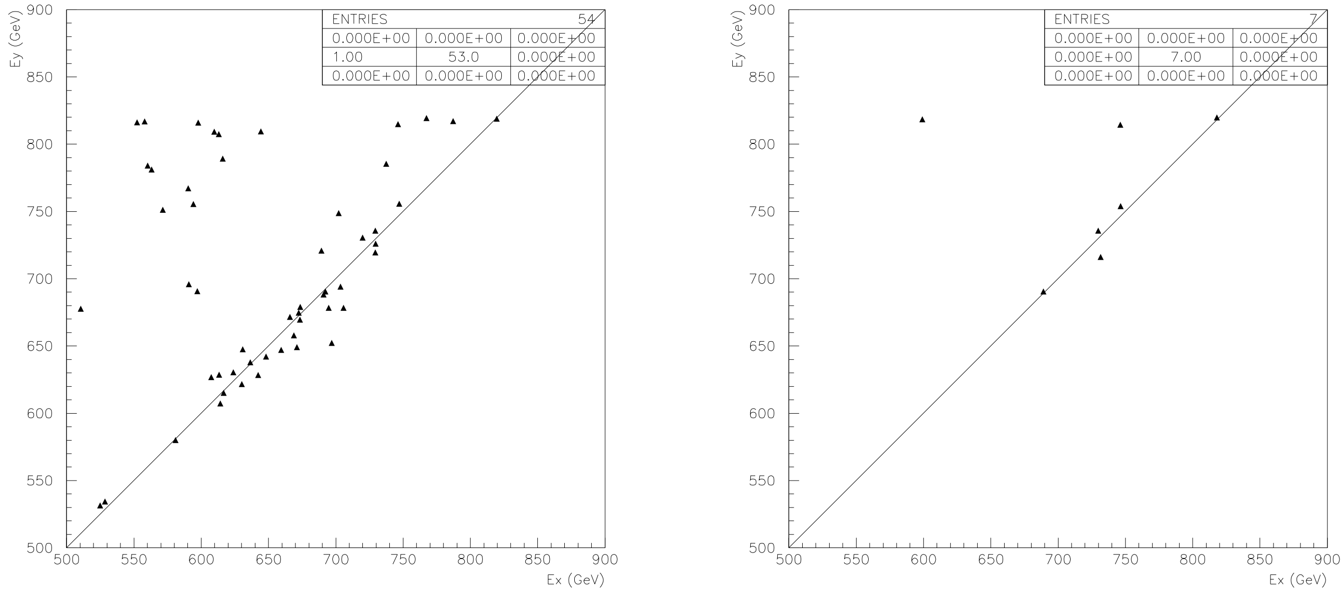


Figure 3.5: énergies reconstruites à partir des directions x et y pour les 54 événements à grand Q^2 (en haut) et les 7 événements finals (en bas) .



(a) 54 événements.

(b) 7 événements.

Figure 3.6: corrélations entre E_x et E_y.

Les distributions des énergies mesurées E_x et E_y pour les 54 événements avec un proton reconstruit (ainsi que pour les 7 événements finals) sont représentées sur la figure 3.5. Ces distributions montrent que la majeure partie des énergies mesurées est comprise entre 600 et $750\,GeV$, ce qui est compatible avec l'acceptance théorique des pots romains dont nous avons discuté au chapitre précédent.

La corrélation entre E_x et E_y pour les 54 événements avec un proton reconstruit (figure 3.6.a) montre que les énergies mesurées E_x (en abscisse) et E_y (en ordonnée) sont bien corrélées sauf pour un certain nombre de points, en majorité au-dessus de la diagonale. Ces points, qui correspondent à une mauvaise reconstruction des protons, peuvent provenir d'un biais dans l'une des variables E_x ou E_y, qui peut être soit une surestimation de E_y, soit une sous-estimation de E_x.

Parmi les 7 événements finals (figure 3.6.b) , deux sont de façon évidente en dehors de la diagonale $E_x = E_y$ (ceux pour lesquels $E_y > 800\,GeV$) . Le proton pour lequel $E_x \simeq E_y \simeq 820\,GeV$ est probablement aussi mal reconstruit car son énergie est en dehors de l'acceptance des pots. En supprimant ces trois événements douteux (caractérisés par $E_y > 800\,GeV$) il reste donc **4 événements** avec un proton bien reconstruit.

3.3.2 Corrélation de l'énergie mesurée dans les pots romains avec l'énergie prédite par le détecteur central

Après avoir vérifié la compatibilité des énergies reconstruites dans les deux directions x et y, nous devons comparer les énergies mesurées E_x et E_y avec l'énergie $E_{p'}$ prédite par le détecteur central et calculée grâce à la formule (3.1) .

Sur l'ensemble des 54 événements avec un proton reconstruit, la corrélation entre la moyenne $(E_x + E_y)/2$ de l'énergie mesurée (en ordonnée) et l'énergie prédite $E_{p'}$ (en abscisse) montre que la majorité des points sont au-dessous de la diagonale (figure 3.7.a) . Ces points correspondent à des événements pour lesquels :

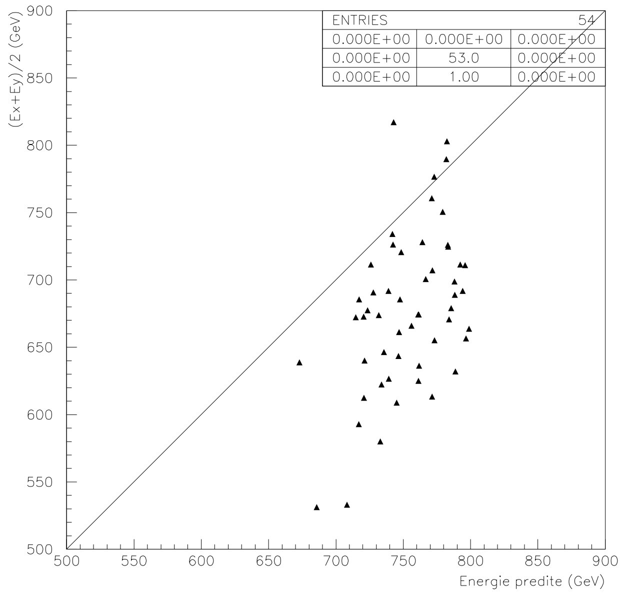
- soit l'énergie mesurée dans les pots romains est sous-estimée en raison d'une dissociation du proton,
- soit l'énergie prédite par le détecteur central est surestimée à cause de pertes dans le tube à vide.

Les différentes coupures sur le gap de rapidité, les détecteurs avant et l'énergie prédite (coupures (C2) à (C6)) , permettent de garder la plupart des points proches de la diagonale sur la figure 3.7.a tout en éliminant tous les points en dehors de la diagonale (voir figure 3.7.b) . Les coupures (C2) à (C6) nettoient donc bien le lot comme prévu. Les figures 3.7.c et 3.7.d permettent de vérifier la corrélation entre les énergies mesurées E_x, E_y et l'énergie prédite pour les 7 événements restants.

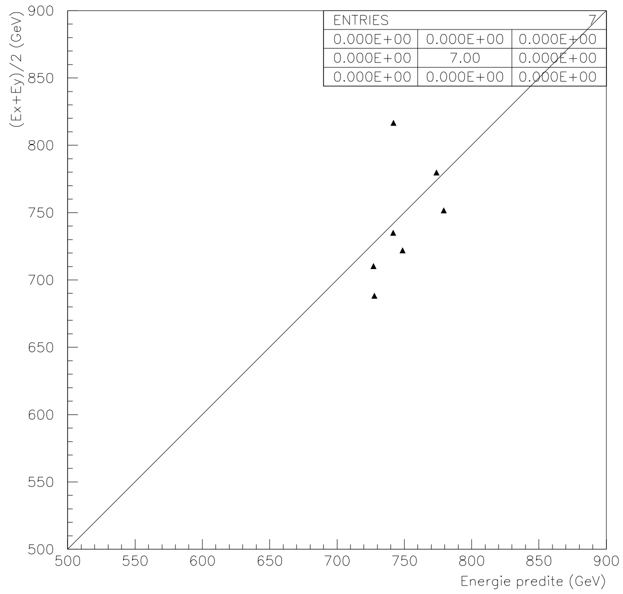
Il est encourageant d'observer une corrélation nette dans les deux cas, sauf pour les 3 événements douteux, signalés au paragraphe précédent, qui ont un proton mal reconstruit. La figure 3.8 montre le rapport $E_{mesurée}/E_{prédite}$ pour les 4 événements bien reconstruits. On observe une dispersion de l'ordre de $1,5\%$, et l'indication d'un biais systématique de 3%, qui pourrait être dû soit à un biais de la méthode de reconstruction des protons dans les pots, soit à un biais sur l'estimation de l'énergie prédite (dû par exemple à des pertes résiduelles dans le tube à vide) .

Afin de vérifier la signification statistique de ce résultat, il est intéressant d'avoir une estimation de l'incertitude sur l'énergie prédite par le détecteur central. Celle-ci, calculée à partir de la variable $(E + p_z)$, dépend surtout de la précision avec laquelle sont reconstruits les hadrons. Une variable mesurée très précisément est l'impulsion transverse de l'électron p_T^e, en raison de l'excellente résolution de la partie électromagnétique du calorimètre. L'incertitude sur l'énergie des hadrons peut être évaluée en comparant l'impulsion transverse p_T^h des hadrons à celle de l'électron. D'après la conservation de l'impulsion, le rapport des impulsions transverses p_T^h/p_T^e devrait être égal à un, mais les mesures donnent en moyenne une valeur légèrement inférieure à cause essentiellement des débris hadroniques qui échappent à la détection. La dispersion sur la distribution du rapport p_T^h/p_T^e pour les 313 événements satisfaisant aux coupures (C1) à (C5) (sans contrainte sur l'énergie du proton) donne la précision sur l'énergie hadronique (voir figure 3.9) .

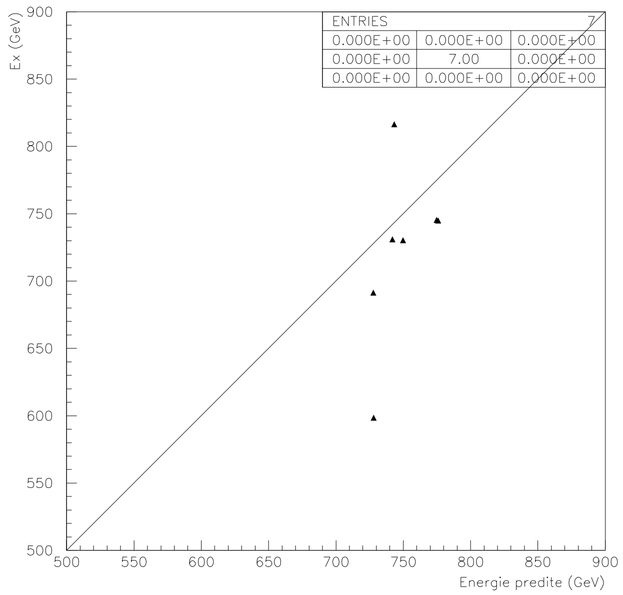
L'ajustement d'une distribution gaussienne sur la distribution p_T^h/p_T^e donne un biais de l'ordre de 5% par rapport à la valeur un ainsi qu'un écart quadratique moyen $\sigma \simeq 15\%$ (voir figure 3.9) .



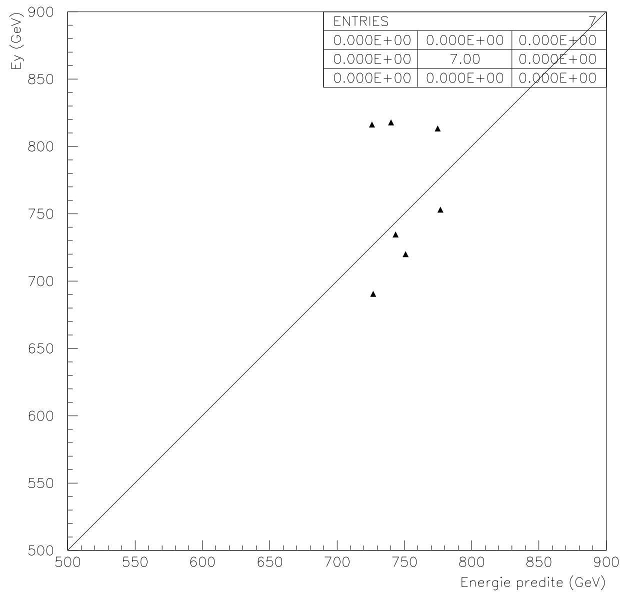
(a) Corrélation entre $(E_x + E_y)/2$ et $E_{prédite}$ pour les 54 événements.



(b) Corrélation entre $(E_x + E_y)/2$ et $E_{prédite}$ pour les 7 événements.

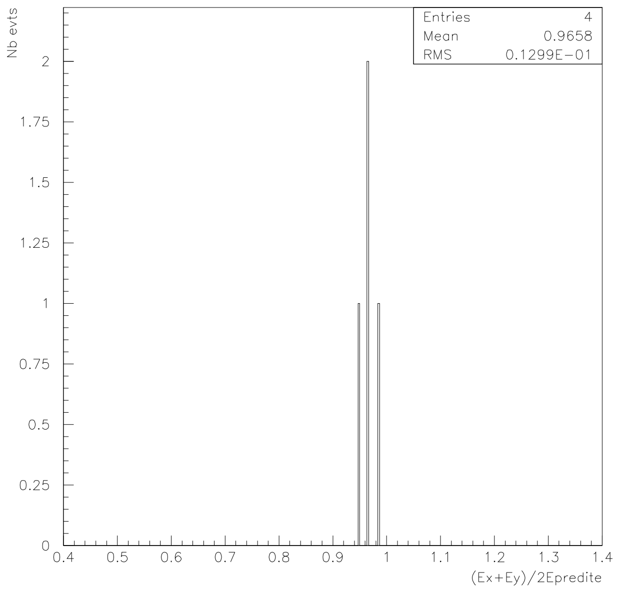


(c) Corrélation entre E_x et $E_{prédite}$ pour les 7 événements.

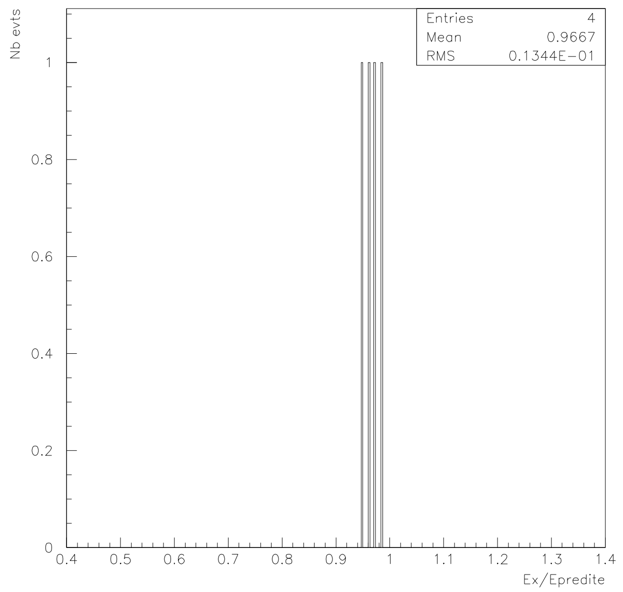


(d) Corrélation entre E_y et $E_{prédite}$ pour les 7 événements.

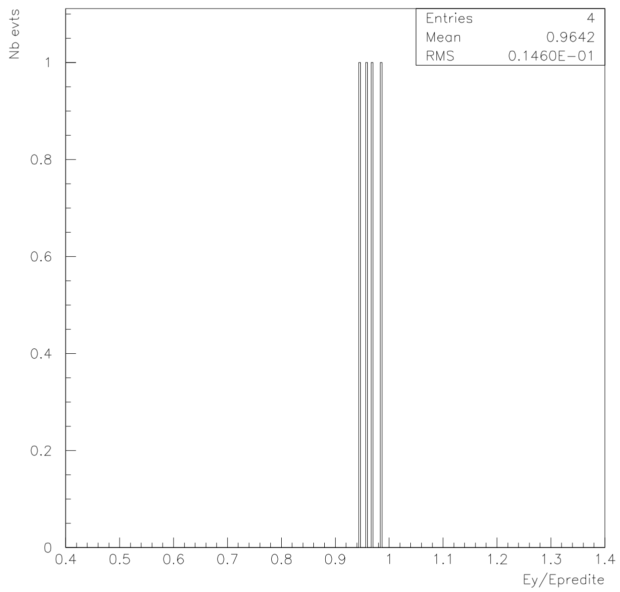
Figure 3.7: corrélations entre énergie mesurée et énergie prédite.



(a) Distribution $(E_x + E_y)/2E_{prédite}$.



(c) Distribution $E_x/E_{prédite}$.



(d) Distribution $E_y/E_{prédite}$.

Figure 3.8: distributions du rapport de l'énergie mesurée sur l'énergie prédite pour les 4 événements bien corrélés.

σ s'identifie à la résolution $\Delta E/E$ sur l'énergie hadronique, pour le lot de test contenant les 313 événements. Dans le calorimètre hadronique, cette incertitude relative est proportionnelle à $1/\sqrt{E}$:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \, .$$

Par conséquent, connaissant l'énergie hadronique moyenne $< E^h > \simeq 48\, GeV$ pour le lot de test, la résolution effective a (indépendante du lot) peut être déterminée:

$$a \simeq \sigma \cdot \sqrt{< E^h >} \simeq 1,04\, GeV^{1/2} \, .$$

L'incertitude ΔE_{7evts} sur l'énergie prédite pour les 7 événements finals peut ensuite être évaluée connaissant l'énergie hadronique moyenne $< E^h >_{7evts} \simeq 73\, GeV$ pour ces événements:

$$\Delta E_{7evts} \simeq a \cdot \sqrt{< E^h >_{7evts}} \simeq 9\, GeV \, .$$

Cette incertitude est du même ordre que celle sur l'énergie mesurée par le spectromètre, estimée à environ $5\, GeV$. Les incertitudes sur $E_{mesurée}$ et $E_{prédite}$ sont aussi compatibles avec la dispersion du rapport $E_{mesurée}/E_{prédite}$ de la figure 3.8 . Leur comparaison au spectre en énergie couvert par les 4 événements "propres" finals (environ $50\, GeV$) montre que la corrélation observée est statistiquement significative.

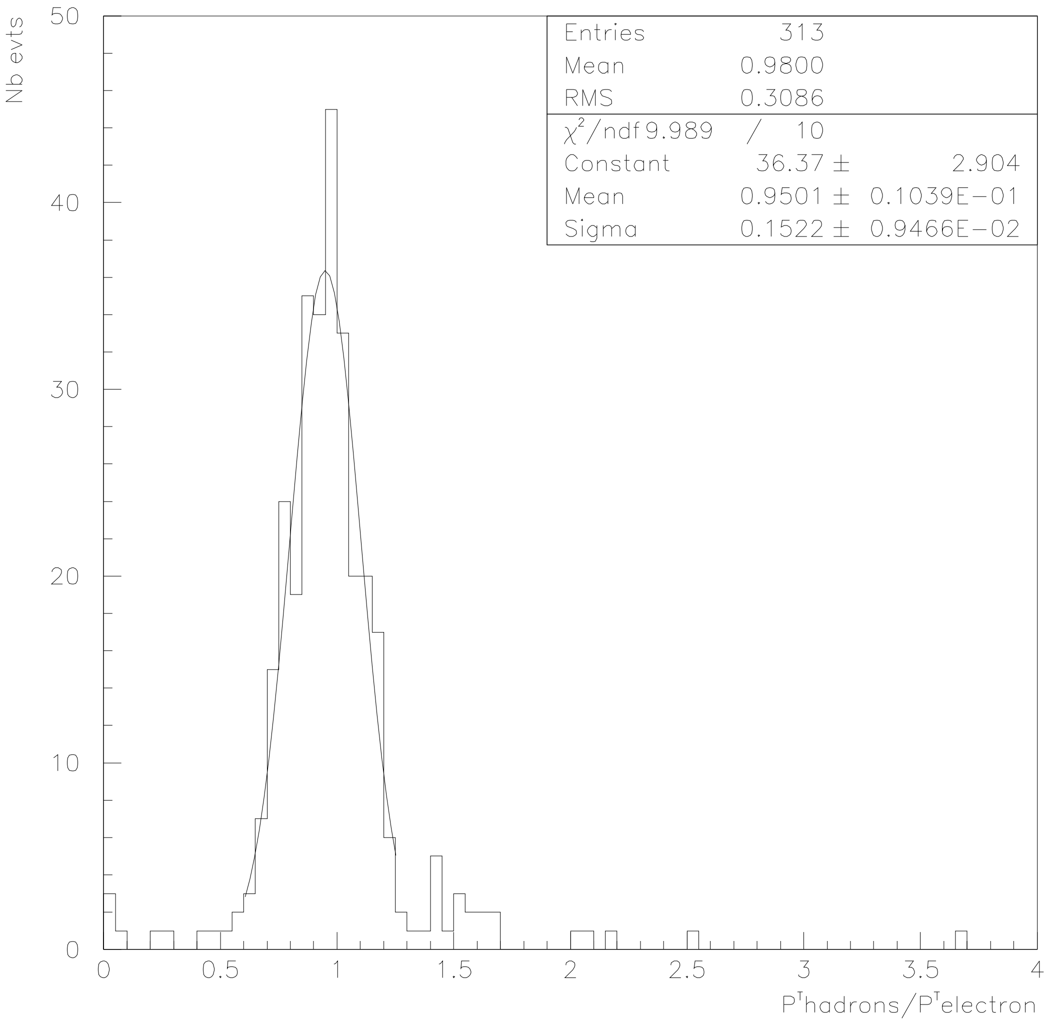


Figure 3.9: distribution du rapport p_T^h/p_T^e pour les événements satisfaisant aux coupures (C1) à (C5) .

Conclusion

Nous avons effectué la première calibration absolue du spectromètre à proton de H1 en sélectionnant un lot d'événements qui sont normalement "bien mesurés" à la fois dans le spectromètre et dans le détecteur central. En utilisant une version préliminaire du programme de reconstruction, nous avons mis en évidence une corrélation entre l'énergie mesurée par le spectromètre et l'énergie prédite par le détecteur central. Cette corrélation semble indiquer l'existence d'un biais systématique entre ces deux mesures de l'énergie du proton, de l'ordre de 3%, qu'il est encore trop tôt pour interpréter de façon fiable.

Cette première étude doit être poursuivie en utilisant la nouvelle version du programme de reconstruction qui est en train de se mettre en place et qui devrait améliorer les corrélations obtenues. Pour augmenter la fiabilité statistique il faudra également chercher des événements avec un proton reconstruit dans d'autres lots. Notre sélection ayant été basée sur les événements de diffusion profondément inélastique, l'autre possibilité serait de partir du lot des processus de photoproduction à grande impulsion transverse, qui peuvent aussi manifester un gap de rapidité dans une région cinématique où le proton a perdu beaucoup d'énergie. Il est possible que ce lot contienne davantage d'événements avec un proton reconstruit dans le spectromètre.

Bibliographie

[1] P. Collins, “An introduction to Regge theory and high energy physics”, Cambridge University Press, Cambridge (1977) .

[2] N. Nelipa, “Physique des particules élémentaires”, éditions MIR, Moscou (1977) .

[3] G. Wolf, “First results from HERA”, DESY Preprint DESY 92-190 (1992) .

[4] H1 collaboration, “The H1 detector at HERA”, DESY Internal Report DESY H1-96-01 (1996) .

[5] J.F. Laporte, “Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience H1”, thèse de doctorat, université de Paris-Sud (1991) .

[6] C. Royon, “Mesure de la fonction de structure F_2 dans l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA”, thèse de doctorat, université de Paris-Sud (1994) .

[7] A. Mehta, “Measurement of the diffractive proton structure function and calibration of the forward muon detector at H1”, PhD thesis, University of Manchester (1994) .

[8] J.P. Phillips, “The deep-inelastic structure of diffraction”, PhD thesis, University of Manchester (1995) .

[9] H1 collaboration, “First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction”, **B 348** (1995) .

[10] J.B. Dainton, “Deep-inelastic electron-proton diffraction”, DESY Preprint DESY 95-228 (1995) .

[11] H1 collaboration, “Proposal for a forward proton spectrometer for H1”, **PRC 94/03** (1994) .

[12] H1 collaboration, “Upgrade of the H1 forward proton spectrometer”, **PRC 96/01** (1995) .

Remerciements

Je remercie Elie ASLANIDES pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens à remercier Claude VALLEE de m'avoir accueilli au sein de son groupe. Ses conseils tout au long du stage m'ont permis d'apprendre à deviner la physique qui se cache derrière les histogrammes, sans trop m'égarer dans la complexité des outils informatiques. Je n'oublie pas Smaïn KERMICHE qui m'a énormément aidé par sa compétence et sa connaissance admirable des logiciels d'analyse.

Je remercie également tous les autres membres du groupe H1 du CPPM: Axel PIEUCHOT toujours prêt à rendre service, Isabelle NEGRI qui m'a supporté dans son bureau, Marie-Claude COUSINOU, David CALVET, Jörg MARKS.

Je tiens aussi à remercier Pascal PREA de l'ENSPM, pour avoir accepté la responsabilité de ce stage.